

## Термооптическое исследование глубоких уровней в легированных кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$

© Т.В. Панченко

Днепропетровский государственный университет,  
320625 Днепропетровск, Украина

(Поступила в Редакцию 28 августа 1997 г.)

Исследованы температурные зависимости примесного оптического поглощения номинально чистых и легированных ионами Ga, Cr, Mn и Ag кристаллов  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ . Предложен метод определения энергии термической активации, найдены некоторые характеристики глубоких уровней.

Кристаллы силленитов  $\text{Bi}_{12}\text{MO}_{20}$  (ВМО, где  $M = \text{Si}, \text{Ge}, \text{Ti}$ ) используются как функциональная среда в голографической интерферометрии и светомодулирующих устройствах различного типа. Легирование в широких пределах изменяет характеристики ВМО [1–5]. В частности, ионы Са обуславливают уменьшение полуволнового напряжения [1], ионы Al, Ga, Ca, Mn увеличивают дифракционную эффективность, изменяют кинетику записи объемных фазовых голограмм и их разрушения при считывании [2]. Модуляторы света с электронно-лучевой адресацией на базе ВМО с Ga или Са характеризуются повышенной разрешающей способностью [3]. Ионы Mn, Cr, Cu приводят к усилению фотохромного эффекта, к увеличению (Mn, Fe, Cu) или уменьшению (Cr) времени хранения записанной информации [4].

Фоторефрактивный эффект, лежащий в основе обработки оптической информации, связывают с наличием мелких и глубоких уровней в запрещенной зоне ВМО.

Следовательно, залогом успешного использования легированных кристаллов является детальное понимание структуры локальных уровней, природы и роли примесных центров. Например, с оптической перезарядкой глубоких уровней связывают дифференцирование интенсивности фотовозбуждения голографической решетки и гашение ее дифракционной эффективности в кристаллах  $\text{BSO}:\text{Al}$  и  $\text{BSO}:\text{Mn}$  [5].

Информация о локальных уровнях, имеющаяся к настоящему времени, недостаточна. Показано, что легирование (Ga, Al, Ca, Mn, Cr, Ni) не приводит к появлению новых полос примесного фотоотклика [6–11], уменьшение фотопроводимости связывается с появлением центров быстрой рекомбинации [11,12], однако их параметры не определены. Описано "гашение" плеча оптического поглощения нелегированных кристаллов ВМО в области 2.2–3.0 eV при введении ионов Al, Ga, Ca [6–9,13–15]. Предполагается, что ионы  $\text{Al}^{3+}$  или  $\text{Ga}^{3+}$  в качестве акцепторов замещают ионы  $\text{Bi}^{3+}$ , внедряющиеся в  $M$ -узлы и играющие роль центров окраски [14,15], либо компенсируют глубокие доноры неизвестного происхождения, ответственные за плечо поглощения [16–18]. Методами термостимулированных токов выявлены относительно мелкие локальные уровни, но связать их с ионами Al, Ga не представляется

возможным [6,9,15,19]. Глубокие уровни могут проявить себя в фотохромном эффекте, однако в кристаллах ВМО, легированных ионами Cr, Mn, Cu, Fe, интенсивные полосы основного и фотоиндуцированного поглощения интерпретируются лишь как внутрицентровые переходы [17–23]. В то же время эти ионы могут быть донорами или акцепторами, о чем свидетельствуют индуцированная фоточувствительность [10], темновая проводимость и термостимулированные токи [24,25]. Таким образом, дальнейшее исследование локальных уровней в легированных силленитах остается актуальным.

Полезную информацию о локальных центрах дает исследование температурных зависимостей оптического поглощения. Для водородоподобных центров, когда область локализации связанного электрона велика, это позволяет идентифицировать переходы типа мелкий уровень–зона проводимости (слабо легированные полупроводники [26]) или найти функцию распределения хвостов плотности состояний вблизи краев разрешенных зон (сильно легированные полупроводники [27]). В случае глубоких примесных центров, когда электрон сильно связан с дефектом, наблюдается специфическая температурная зависимость сечения фотоионизации [28], которая определяется характером электрон-фононного взаимодействия [28,29].

В данной работе представлены результаты исследования температурных зависимостей оптического поглощения в номинально чистых и легированных Ga, Cr, Mn, и Ag кристаллах  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  (BSO).

### 1. Эксперимент

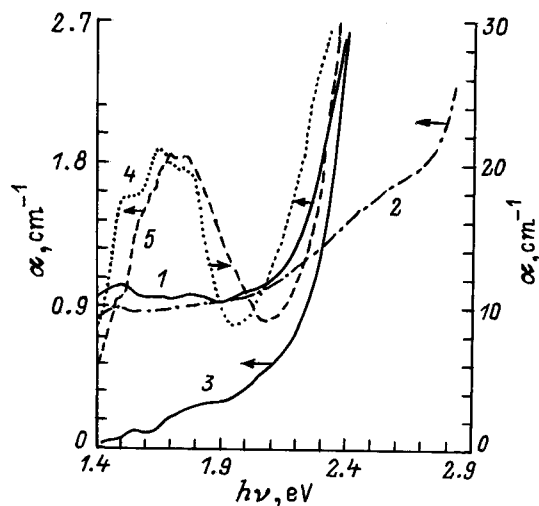
Кристаллы были выращены методом Чохральского вдоль кристаллографического направления [001] с содержанием легирующей примеси: 0.1%(Ga), 0.02%(Cr) и 0.1%(Mn, Ag). Образцы приготавливались в виде оптически полированных пластин толщиной  $d = 1\text{--}5\text{ мм}$ , вырезанных в плоскости (001). Температурные зависимости оптического поглощения исследовались в циклах "нагрев–охлаждение" в области температур  $T = 280\text{--}700\text{ К}$ . С помощью двухлучевого спектрофотометра Specord M40 через каждые 5–10 К регистрировались спектры оптического пропускания  $t(\lambda)$

в диапазоне длин волн  $\lambda = 0.33\text{--}0.91\ \mu\text{m}$ . Эффективная скорость измерения температуры составляла  $\sim 0.01\ \text{K}\cdot\text{s}^{-1}$ . Спектры поглощения  $\alpha(h\nu)$ , где  $h\nu$  — энергия фотона, рассчитывались с учетом поправки на спектры отражения  $R(\lambda)$  из соотношения [26]:  $t = (1-R)^2 \exp(-\alpha d) / (1 - R^2 \exp(-2\lambda d))$ . С учетом сильной зависимости оптических и фотоэлектрических свойств ВМО от их предыстории [30] для исследований были отобраны кристаллы в состоянии, близком к равновесному (после длительного хранения в темноте при  $T \approx 300\ \text{K}$ ).

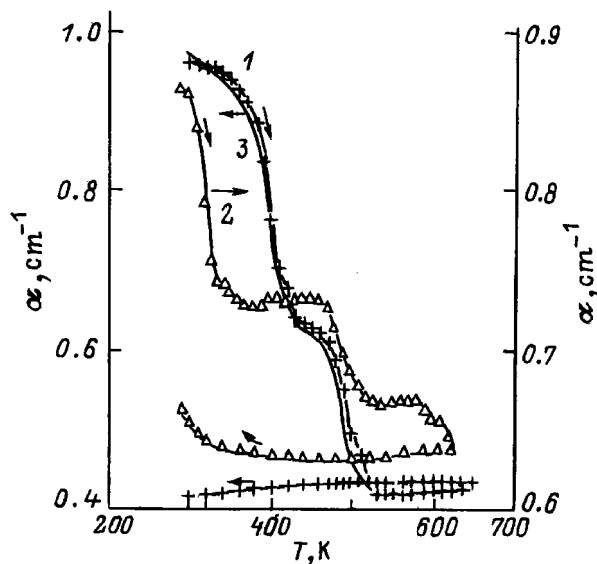
## 2. Температурные зависимости поглощения

Температурные зависимости оптического поглощения  $\alpha(T)$  исследовались в спектральном диапазоне  $h\nu = 1.4\text{--}2.0\ \text{eV}$ , где различный характер влияния примесей достаточно ярко выражен (рис. 1). Ионы Ga и Ag обуславливают уменьшение поглощения номинально чистых кристаллов BSO, в то время как ионы Cr и Mn приводят к появлению интенсивной полосы поглощения, противоречиво описанной в литературе как полоса внутрицентровых переходов в ионах Cr и Mn различной валентности и локализации [19–22].

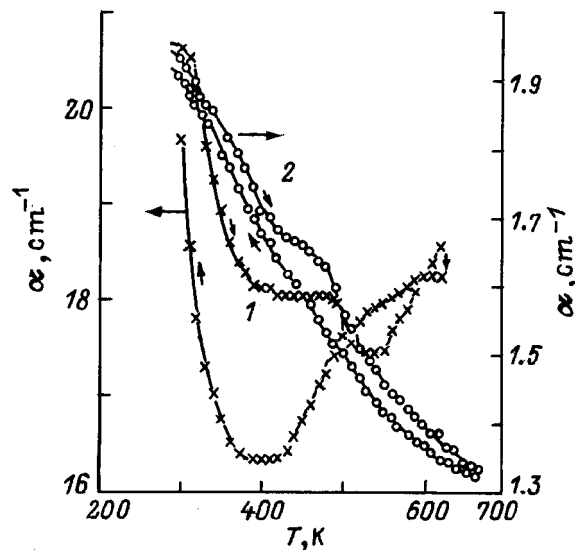
Зависимости  $\alpha(T)$  исследованных кристаллов представлены на рис. 2–4. Все они характеризуются температурным гистерезисом, когда величина поглощения для нагревной части кривых  $\alpha(T)$  больше полученной при охлаждении. Для кристаллов BSO, BSO:Ga, BSO:Cr, BSO:Mn рост температуры приводит к ступенчатому спаду поглощения. Высота  $\Delta\alpha$ , ширина  $\Delta T$ , наклон  $\Delta\alpha/\Delta T$  и температурное положение ступеней спада  $\alpha$  различны для различных легирующих ионов. Однако можно объединить попарно подобные зависимости  $\alpha(T)$



**Рис. 1.** Спектральные зависимости оптического поглощения кристаллов BSO (1), BSO:Ga (2), BSO:Ag (3), BSO:Cr (4), BSO:Mn (5).  $T = 297\ \text{K}$ .



**Рис. 2.** Температурные зависимости оптического поглощения света с  $h\nu = 1.65\ \text{eV}$  кристаллов BSO (1) и BSO:Ga (2). Стрелки, ориентированные к и от оси температур, указывают на нагрев и охлаждение соответственно. Сплошная линия 3 — расчетная температурная зависимость поглощения для кристаллов BSO.



**Рис. 3.** Температурные зависимости оптического поглощения света с  $h\nu_1 = 1.65\ \text{eV}$  кристаллов BSO:Cr (1) и с  $h\nu_2 = 1.68\ \text{eV}$  BSO:Mn (2). Стрелки, ориентированные к и от оси температур, указывают на нагрев и охлаждение соответственно.

для кристаллов BSO, BSO:Ga и BSO:Cr, BSO:Mn. В первом случае имеем по две четко выраженные узкие ступени, высота которых для номинально чистого BSO больше, чем для BSO:Ga, а низкотемпературные ступени различаются по температурному положению (рис. 2). Во втором — спад  $\alpha$  происходит медленнее, ступени

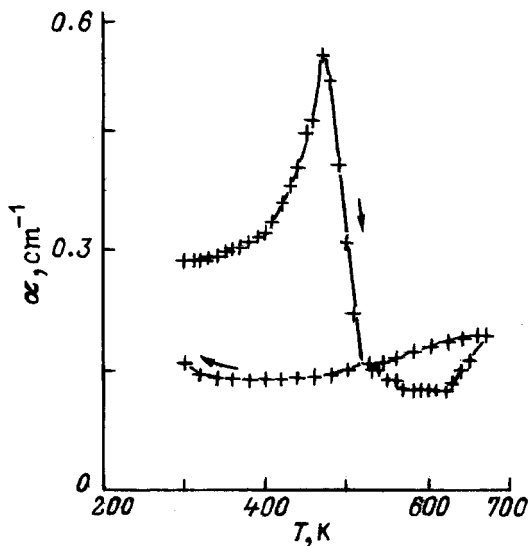


Рис. 4. Температурная зависимость оптического поглощения света с  $h\nu = 1.65$  eV кристаллов BSO:Ag. Стрелки, ориентированные к и от оси температур, указывают на нагрев и охлаждение соответственно.

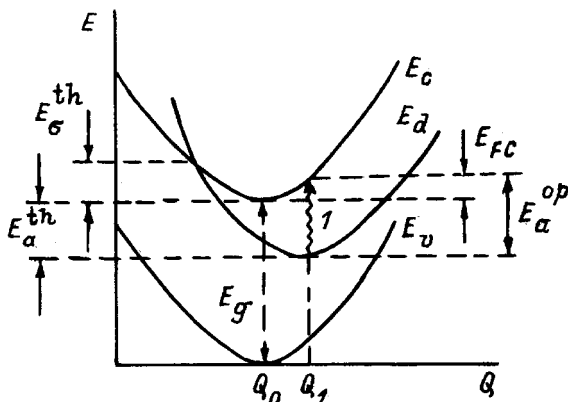


Рис. 5. Зависимость общей энергии  $E$  кристалла с глубоким донорным уровнем от конфигурационной координаты  $Q$  и основные энергетические характеристики. Кривые  $E_c$ ,  $E_v$ ,  $E_d$  соответствуют ситуациям уровень пуст-электрон в зоне проводимости или валентной зоне и уровень заполнен электроном.

размыты, однако нет различия в их температурном положении,  $\Delta\alpha$  для кристаллов, легированных Cr на порядок выше, чем для BSO:Mn, что соответствует различию интенсивностей поглощения в исследованном спектральном диапазоне (рис. 3). При охлаждении кристаллов BSO и BSO:Ga поглощение очень слабо зависит от температуры, тогда как для второй пары (BSO:Cr, BSO:Mn) наблюдается тенденция к возврату исходной величины  $\alpha$ . Для кристаллов BSO:Mn зависимости  $\alpha(T)$  прямого и обратного хода в цикле нагрев-охлаждение наиболее близки друг другу.

Нагревные части кривых  $\alpha(T)$  для кристаллов BSO:Ag резко отличаются от описанных выше: здесь экс-

поненциальный рост поглощения (типа  $\alpha \sim \exp(E_a/kT)$  с  $E_a = 0.25$  eV) сменяется стремительным спадом, за которым вновь следует некоторое увеличение  $\alpha$ . В процессе охлаждения в этих кристаллах подобно кристаллам BSO и BSO:Ga поглощение практически не зависит от температуры (рис. 5).

Зависимости  $\alpha(T)$  при различных значениях  $h\nu$  из рассмотренного диапазона для каждого из кристаллов подобны между собой, однако соотношение высот низко- и высокотемпературных ступеней различно. С ростом  $h\nu$  заметно уменьшается высота высокотемпературной ступени. Общей тенденцией является также изменение характера этих зависимостей на экспоненциально растущие при  $h\nu > h\nu_c$ , где  $h\nu_c$  зависит от типа примеси (например,  $h\nu_c \geq 2.6$  eV для кристаллов BSO:Ga).

Следует отметить, что зависимости  $\alpha(T)$ , характеризующиеся спадом поглощения в области  $T = 80-300$  K, аналогичные описанным выше, получены в [17] для кристаллов  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$  (BGO) и BGO:Al при исследовании термического разрушения фотоиндуцированных центров окраски, в этой же области температур наблюдалось несколько стадий уменьшения фотоиндуцированного поглощения (термообесцвечивания) для кристаллов BGO:Fe и BSO [18,31].

Значительный гистерезис и слабая зависимость поглощения от температуры при охлаждении позволяют связать особенности нагревных частей зависимостей  $\alpha(T)$  для кристаллов BSO, BSO:Ga, BSO:Ag с термическим опустошением (BSO, BSO:Ga) или перезарядкой (BSO:Ag) локальных уровней запрещенной зоны, участвующих в формировании полос примесного поглощения. В случае кристаллов BSO:Cr и BSO:Mn ситуация более сложная. Зависимости  $\alpha(T)$ , полученные при охлаждении, спрямляются в координатах  $\alpha T^{-0.5}$  во всем интервале температур (BSO:Mn) или в области для  $T < 500$  K (BSO:Cr). Это указывает на внутрицентровые переходы с участием фононов [32], однако различие характера зависимостей  $\alpha(T)$  для нагрева и охлаждения, а также их гистерезис свидетельствуют о том, что в поглощение вносят вклад переходы типа примесный уровень-разрешенная зона (проводимости, валентная), а изменение поглощения при нагревании, как и для кристаллов BSO, BSO:Ga, связано с изменением заселенности этих уровней.

### 3. Аппроксимация температурных зависимостей оптического поглощения

В исследованном спектральном диапазоне энергия оптической ионизации (активации) локальных уровней (для определенности донорных) велика ( $E_a^{\text{оп}} = 1.4-2.0$  eV); следовательно, их нельзя рассматривать как водородоподобные. Поэтому воспользуемся моделью конфигурационных координат (рис. 5), аналогичной приведенным в [29,33]. В рамках этой модели

вводится эффективное сечение термического захвата электрона в зону проводимости при ионизации донора

$$\sigma_s^{\text{th}} = aW_\sigma^{\text{th}}, \quad (1)$$

где  $a = \text{const}$ ,  $W_\sigma^{\text{th}}$  — вероятность захвата. Согласно [9],

$$W_\sigma^{\text{th}} = A_1(E_{\text{FC}}kT)^{-0.5} \exp(-E_\sigma^{\text{th}}/kT), \quad (2)$$

где  $A_1$  не зависит от температуры,  $E_{\text{FC}}$  — сдвиг Франка–Кондона,  $k$  — постоянная Больцмана,  $E_\sigma^{\text{th}}$  — энергия термической активации сечения захвата (рис. 5). Выделяя температурную зависимость, запишем

$$\sigma_s^{\text{th}} = \sigma_{s0}^{\text{th}}(T/T_0)^{-0.5} \exp(-E_\sigma^{\text{th}}/kT), \quad (3)$$

где примем  $T_0 = 300$  К.

Поток термически активированных электронов с донорных уровней в зону проводимости  $e_n$  определяется известным выражением

$$e_n = W_n^{\text{th}} \sigma_s^{\text{th}} N_c V_T, \quad (4)$$

где  $W_n^{\text{th}} = \exp(-E_a^{\text{th}}/kT)$  — вероятность термической активации доноров,  $E_a^{\text{th}}$  — энергия термической ионизации донорного уровня относительно дна зоны проводимости (рис. 5),  $N_c = N_{c0}(T/T_0)^{1.5}$  — плотность состояний в зоне проводимости, для кристаллов BSO  $N_{c0} = 7.8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  (согласно [34]),  $V_T = V_{T0}(T/T_0)^{0.5}$ ,  $V_{T0} = 6.2 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ . С учетом (3) предэкспоненциальный множитель составляет  $\sim (T/T_0)^{1.5}$ , пренебрежем этой зависимостью как более слабой по сравнению с экспоненциальной.

Кинетическое уравнение для изменения концентрации ионизированных доноров  $N_d^i$  запишем в виде

$$dN_d^i/dt = N_d^i e_n. \quad (5)$$

Между концентрациями ионизированных и нейтральных доноров  $N_d$  существует простая связь

$$N_d^0 = N_d^i + N_d, \quad (6)$$

где  $N_d^0$  — концентрация нейтральных доноров в начальный момент времени  $T = 0$ . Для нахождения температурной зависимости  $N_d^i(T)$  учтем, что  $T = bt$ , где  $b$  — скорость изменения температуры. Из (5) получаем

$$N_d^i = C \exp \left\{ \int_0^T \tau_0^{-1} b^{-1} \times \exp \left[ -(E_\sigma^{\text{th}} + E_a^{\text{th}})/k_B T' \right] dT' \right\}, \quad (7)$$

где  $C = \beta N_d^0$  определяется из того условия, что при  $T \rightarrow T_0$   $N_d^i \rightarrow \beta N_d^0$ , где величина  $\beta$  задается степенью компенсации донорных уровней акцепторными,  $\tau_0^{-1} = (\sigma_{s0}^{\text{th}} N_{c0} V_{T0})$ ,  $E_\sigma^{\text{th}} + E_a^{\text{th}} = E^{\text{th}}$  — эффективная

энергия термической активации. Интеграл в (7) можно заменить приближенным выражением

$$\tau_0^* \left[ (kT^2)/(E^{\text{th}} + 1.85kT) \right] \exp(-E^{\text{th}}/kT), \quad (8)$$

где  $\tau_0^* = \tau_0^{-1} b^{-1}$ . Следовательно,

$$N_d(T) = N_d^0 \left\{ 1 - \beta \exp \left[ \tau_0^* kT^2 / (E^{\text{th}} + 1.85kT) \right] \times \exp(-E^{\text{th}}/kT) \right\}. \quad (9)$$

Температурную зависимость оптического поглощения представим в виде

$$\alpha(T) = \sigma_a^{\text{op}}(T) N_d(T), \quad (10)$$

где  $\sigma_a^{\text{op}}(T)$  — эффективное сечение фотоионизации донорного уровня.

Согласно [28], при активном электрон-фононном взаимодействии величина  $\sigma_a^{\text{op}}$  монотонно убывает с температурой. Приближенно эту зависимость можно представить выражением

$$\sigma_a^{\text{op}}(T) = B [\text{cth}(h\omega/2kT)]^{-0.5}, \quad (11)$$

где  $B$  не зависит от температуры,  $h\omega$  — энергия локализованного фонона.

Раскладывая  $\text{cth}(h\omega/2kT)$  в ряд при условии  $h\omega < 2kT$  и  $h\omega/2kT < \pi$ , выражение (11) запишем в виде

$$\sigma_a^{\text{op}}(T) = \sigma_a^*(T/T_0)^{-0.5}, \quad (12)$$

где  $\sigma_a^*$  не зависит от температуры.

Таким образом,

$$\alpha(T) = \sigma_a^*(T/T_0)^{-0.5} N_d(T). \quad (13)$$

Двум ступеням уменьшения поглощения можно поставить в соответствие освобождение донорных уровней двух типов с энергией термической активации  $E_1^{\text{th}}$  и  $E_2^{\text{th}}$ . Окончательно температурная зависимость поглощения представляем в виде

$$\alpha(T) = (T/T_0)^{-0.5} (\sigma_{a1}^* N_{d1} + \sigma_{a2}^* N_{d2}) + \alpha_0, \quad (14)$$

где  $\alpha_0$  — величина остаточного поглощения. Выражение (14) аппроксимирует экспериментально наблюдающийся ступенчатый спад поглощения при определенных параметрах для каждой ступени. В частности, для кристалла BSO при следующих значениях параметров:  $\sigma_a^* \approx \sigma_{a2}^* = 10^{-18} \text{ cm}^2$ ,  $N_{d1}^0 = 8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $E_1^{\text{th}} = 0.6 \text{ eV}$ ,  $\tau_{01}^* = 3 \cdot 10^6 \text{ s}$ ,  $\beta_1 = 0.1$ ,  $N_{d2}^0 = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $E_2^{\text{th}} = 0.8 \text{ eV}$ ,  $\tau_{02} = 5 \cdot 10^6 \text{ s}$ ,  $\beta_2 = 0.05$ ,  $\alpha_0 = 0.4 \text{ cm}^{-1}$  (рис. 2).

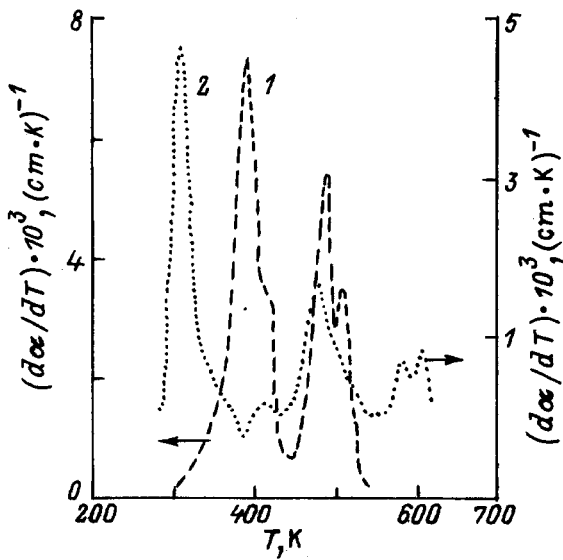


Рис. 6. Дифференциальные зависимости оптического поглощения кристаллов BSO (1) и BSO:Ga (2).

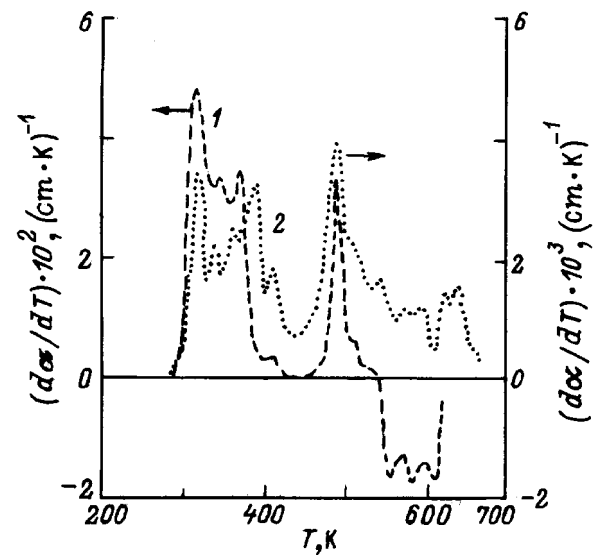


Рис. 7. Дифференциальные зависимости оптического поглощения кристаллов BSO:Cr (1) и BSO:Mn (2).

#### 4. Оптическая и термическая энергия ионизации

Мы получили, что температурная зависимость оптического поглощения определяется в основном изменением концентрации нейтральных доноров (или акцепторов). Следовательно, скорость изменения поглощения с температурой  $d\alpha/dT$  — аналог интенсивности термостимулированного тока, которая определяется изменением концентрации свободных носителей в зоне проводимости или валентной зоне. Продифференцировав экспериментальные зависимости  $\alpha(T)$ , получаем зависимости  $d\alpha/dT(T)$ , подтверждающие это предположение (рис. 6, 7). Для кристаллов BSO, BSO:Ga они дают пики, температурное положение которых коррелирует с таковым для пиков термостимулированного тока (ТСТ) и тока термостимулированной деполяризации (ТСД), описанных в [35,36]: например, в кристаллах BSO в отличие от BSO:Ga нет или слабо выражены пики ТСД при  $T \sim 300$  К. Аналогичную ситуацию имеем для пиков зависимостей  $d\alpha/dT(T)$ . Корреляция наблюдается и для кристаллов BSO:Cr и BSO:Mn, интересно, что в этом случае зависимости  $d\alpha/dT(T)$  воспроизводят характерный для ТСД набор узких пиков в области  $E = 300\text{--}500$  К, интенсивность которых, так же как и интенсивность токов ТСД, в кристаллах BSO:Cr на порядок выше, чем для BSO:Mn. Однако в целом спектры токов ТСД богаче, поскольку содержат вклад квазидипольных механизмов поляризации. С другой стороны, расширяя оптический диапазон исследований и повышая точность измерений  $\alpha(T)$ , можно рассчитывать на "обогащение" зависимостей  $d\alpha/dT(T)$  в лучшую корреляцию с данными термоактивационной спектроскопии.

Начальные участки низко- или высокотемпературных склонов хорошо прописавшихся пиков зависимостей  $d\alpha/dT(T)$  спрямляются в координатах  $\ln(T^{0.5}d\alpha/dT)$ ,  $1/kT$ , что позволило определить ряд значений энергии термической активации  $E^{\text{th}}$  (см. таблицу).

Большая разница между величинами оптической и термической ионизации  $E_a^{\text{op}} - E^{\text{th}} = 0.5\text{--}0.9$  eV, определяющая величину смещения Франка-Кондона  $E_{\text{FC}}$  (рис. 5), характерна для кристаллов силленитов и указывает на многофононный механизм электронных переходов, однако здесь необходимо точнее определить  $E_a^{\text{op}}$ , например, исследуя зависимости высоты ступеней, характеризующих спад поглощения, от энергии поглощаемых квантов света. Следует отметить также, что для пиков с  $T_m \sim 500$  К в кристаллах BSO:Mn величина  $E_{\text{FC}}$  уменьшается, а в кристаллах BSO:Cr значения  $E_a^{\text{op}}$  и  $E^{\text{th}}$  хорошо коррелируют друг с другом, подобная ситуация отмечалась при исследовании токов ТСТ в [25].

Вопрос о соотношении значений  $E_a^{\text{th}}$  и  $E^{\text{th}}$  в кристаллах ВМО уже давно дискутируется в литерату-

Значения энергии термической активации глубоких уровней в кристаллах BSO, BSO:GA, BSO:Cr и BSO:Mn

Кристалл	$T_m$ , К	$E^{\text{th}}$ , eV	$T_m$ (К), $E^{\text{th}}$ (eV) по данным ТСТ
BSO	393	0.67	370, 0.66–0.72 [15]
	488	0.85	
BSO:GA	305	0.74	300, 0.69 [35], 285, 0.71 [35]
	480	1.13	
BSO:Mn	410	0.69	460, 0.7 [25]
	490	1.15	
BSO:Cr	370	0.59	460, 1.5–1.7 [25]
	490	1.56	

ре [6,31,34,37–39], мнения различных авторов противоречивы. Так, в [6,34,37,39] полагают, что локальные состояния запрещенной зоны с  $E_a^{th} = 0.3–1.3$  eV и  $E_a^{op} = 1.3–3.0$  eV суть одни и те же, а то время как в [31,38] приходят к заключению, что значения  $E_a^{op}$  и  $E^{th}$  совпадают для одних и тех же уровней запрещенной зоны. Противоречия связаны с трудностями сопоставления этих значений при сравнении результатов, полученных различными методами.

Полученные результаты позволяют заключить, что температурные зависимости примесного оптического поглощения дают дополнительные возможности исследования этой проблемы, поскольку исследования выполняются с рамках одного метода и позволяют "привязать" значения  $E_a^{op}$  и  $E^{th}$  к одним и тем же глубоким локальным уровням.

Автор благодарит С.Г. Одулова за внимание к работе и полезное обсуждение.

## Список литературы

- [1] Ю.Л. Копылов, В.Б. Кравченко, В.В. Куча. Письма в ЖТФ **8**, 4, 205 (1982).
- [2] Н.И. Кацавец, Е.И. Леонов, В.М. Орлов, Е.Б. Шадрин. Письма в ЖТФ **9**, 7, 424 (1983).
- [3] А.В. Иванов, Ю.Л. Копылов, В.В. Кравченко, В.В. Куча, Р.Ш. Тухватулин. ЖТФ **54**, 12, 2416 (1984).
- [4] Т.В. Панченко, Ю.Г. Осецкий. Письма в ЖТФ **15**, 20, 20 (1989).
- [5] Н.И. Кацавец, Е.И. Леонов. ЖТФ **56**, 106, 1993 (1986).
- [6] S.L. Hou, R.E. Lauer, R.E. Aldrich. J. Appl. Phys. **44**, 6, 2652 (1973).
- [7] Ю.Л. Копылов, В.Б. Кравченко, В.В. Куча. Микроэлектроника **11**, 5, 477 (1982).
- [8] Т.В. Панченко, А.Ю. Кудзин, В.Х. Костюк. Изв. СССР. Неорган. материалы **19**, 7, 1144 (1983).
- [9] V.I. Berezkin. Phys. Stat. Sol. (a) **82**, K95 (1984).
- [10] М.В. Шилова, В.В. Орлов, Е.И. Леонов, Е.Е. Колосов, И.А. Карпович. Изв. АН СССР. Неорган. материалы **22**, 1, 103 (1986).
- [11] Т.В. Панченко, З.З. Янчук. ФТТ **38**, 10, 3042 (1996).
- [12] И.С. Захаров, П.А. Петухов, В.М. Скориков, М.Г. Кистенева, Ю.Ф. Каргин. Изв. вузов МВ и ССО СССР. Физика, **6**, 85 (1995).
- [13] Т.В. Панченко, Н.А. Трусева. УФЖ **29**, 8, 1186 (1984).
- [14] R. Oberschmid. Phys. Stat. Sol. (a) **89**, 263 (1986).
- [15] В.С. Grabmaier, R. Oberschmid. Phys. Stat. Sol. (a) **96**, 199 (1986).
- [16] Т.В. Панченко, Н.А. Трусева. УФЖ **34**, 10, 1495 (1989).
- [17] I Foldvari, L.E. Halliburton, G.J. Edwards, L. Otsi. Solid State Commun. **77**, 3, 181 (1991).
- [18] J.J. Martin, I. Foldvari, G.A. Hunt. J. Appl. Phys. **70**, 12, 7554 (1991).
- [19] W. Wardzynski, H. Szymczak, K. Pataj. J. Phys. Chem. Sol. **43**, 8, 767 (1982).
- [20] W. Wardzynski, H. Szymczak, M.P. Borowiec, K. Pataj. J. Phys. Chem. Sol. **46**, 10, 1117 (1985).
- [21] А.Б. Дубовский, А.А. Марьин, Г.А. Сидоренко, А.А. Фотченко. Изв. АН СССР Неорган. материалы **22**, 11, 1874 (1986).
- [22] T.V. Panchenko, N.A. Truseeva. Ferroelectrics **115**, 73 (1991).
- [23] T.V. Panchenko, Yu.G. Osetsyky, N.A. Truseeva. Ferroelectrics **174**, 61 (1995).
- [24] В.И. Калинин, Ж.С. Кучук, Н.Г. Горащенко, А.А. Майер. Изв. АН СССР. Неорган. материалы **24**, 4, 637 (1988).
- [25] А.Ю. Кудзин, Т.В. Панченко, Н.А. Трусева. УФЖ **29**, 9, 1414 (1984).
- [26] Ю.И. Уханов. Оптические свойства полупроводников, Наука, М. (1977). 366 с.
- [27] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников. Наука, М. (1979). 416 с.
- [28] А.А. Копылов, А.Н. Пихтин. ФТТ **16**, 7, 1837 (1974).
- [29] Б. Ридли. Квантовые процессы в полупроводниках. Мир, М. (1986). 303 с.
- [30] А. Намри, М. Secu, V. Тора, В. Briat. Opt. Mater. **4**, 197 (1995).
- [31] В.К. Малиновский, О.А. Гудаев, В.А. Гусев, С.И. Деменко. Фотоиндуцированные процессы в силленитах. Наука, Новосибирск (1990). 159 с.
- [32] А.Ф. Лубченко. Квантовые переходы в примесных центрах твердых тел. Наук. думка, Киев (1976). 294 с.
- [33] D. Bois, A. Chante. Rev. Phys. Appl. **15**, 631 (1980).
- [34] R.B. Lauer. J. Appl. Phys. **45**, 4, 1794 (1974).
- [35] Т.В. Панченко, Г.В. Снежной. ФТТ **35**, 12, 3248 (1993).
- [36] D. Bloom, S.W.S. McKeever. J. Appl. Phys. **77**, 12, 6521 (1995).
- [37] М.Г. Ермаков, А.В. Хомич, П.И. Перов, И.А. Гори, В.В. Куча. Микроэлектроника **11**, 5, 424 (1982).
- [38] В.А. Гусев, В.А. Детиненко, А.П. Соколов. Автометрия **5**, 34 (1983).
- [39] В.И. Березкин. ФТТ **25**, 2, 490 (1983).